Über Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen beim Durchgang durch Gase und feste Körper

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

einer Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Eberhard-Karls-Universität

zu Tübingen

vorgelegt von

Heinrich Bartels

aus Rüstringen i. Oldenbg.

1 9 3 0

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

Referent: Prof. Dr. H. Geiger

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Juli 1930

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus „Annalen der Physik“
5. Folge, Band 6, Heft 8. 1930

Printed in Germany
Druck von Metzger & Wittig in Leipzig 193

Meinen lieben Eltern

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548004_0072

I. Apparaturbeschreibung und vorbereitende Messungen

1. Einleitung

Beim Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie beobachtet man die unter dem Namen „Umladung" bekannte Wechselwirkung eines Korpuskularstrahls mit ruhenden Atomen und Molekülen, die sich in einer Änderung seines Ladungszustandes bemerkbar macht. Während man mit dem Begriff der Ionisation, wie sie auch durch den Zusammenstoß eines H-Kerns mit einem Gasmolekül verursacht werden kann, die Bildung eines Ionenpaares an ein und demselben Orte verbindet, finden wir bei den Umladungserscheinungen eine räumlich und zeitlich getrennte Entstehung des positiven und negativen Ions. Ein Kanalstrahl, der auf seiner Bahn durch die Materie mit einem Molekül einen Zusammenstoß erleidet, nimmt aus dem Molekülverband ein Elektron auf, fliegt in seinem jetzigen Ladungszustand eine Strecke weiter und gibt dann sein Elektron wieder ab. Der Weg zwischen zwei Ladungswechseln eines H-Kerns wird als die mittlere freie Weglänge dieses Teilchens definiert. Wir haben demnach zwischen den freien Weglängen eines positiven und neutralen H-Kanalstrahls zu unterscheiden.[1])

Die Messung der freien Weglänge eines Teilchens geschieht durch Feststellung der Zusammensetzung des Kanalstrahlenbündels, nachdem es die Materieschicht durchquert hat. Wird das Verhältnis n_+/n_0 der positiven Teile n_+ zu den neutralen

1) Die im Kanalstrahl vorkommenden negativ geladenen Teilchen können ihrer geringen Anzahl wegen unberücksichtigt bleiben.

n_0 des Bündels von einer bestimmten Schichtdicke der Materie an konstant, so sagen wir, der Kanalstrahl befindet sich im Gleichgewicht der Umladung.

2. Ziel der vorliegenden Untersuchung

Mit Einführung empfindlicher Meßmethoden in die Kanalstrahltechnik und deren erfolgreichen Anwendung auf die Erscheinungen der Ionisation, Streuung und Geschwindigkeitsabnahme in Materie, scheint es notwendig, auch das Umladungsproblem der Kanalstrahlen mit Hilfe derselben Meßmethodik anzugreifen. Das unmittelbare Ziel vorliegender Untersuchung ist die Feststellung der Ladungsänderung einfach positiver H-Atome und Moleküle, wenn sie Materie durchsetzen. Insbesondere sind die Umladungsvorgänge in Abhängigkeit von der Energie der Kanalstrahlen, von Natur und Druck bzw. Schichtdicke des durchstrahlten Körpers untersucht worden. Die Messung der Umladungen in Gasen ließ die absolute Bestimmung der mittleren freien Wege eines H-Teilchens zu.

3. Grundgedanken der Versuchsanordnung

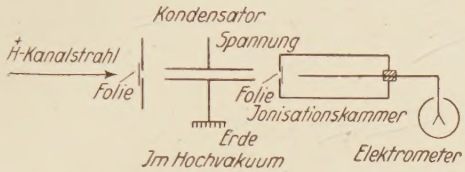
Benutzt man, wie es hier geschehen ist, zum Nachweis der Kanalstrahlen ihre Absorption in der Ionisationskammer, so läßt sich die Versuchsanordnung äußerst übersichtlich gestalten. Die ionometrische Methode, die zuerst von Gerthsen[1]) angewendet wurde, ist der thermoelektrischen Methode, die bisher neben der photographischen Platte benutzt wurde, an Empfindlichkeit um den Faktor 10^5 überlegen. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Umladung und Analyse des Kanalstrahlenbündels in voneinander getrennten (feldfreien) Räumen vorzunehmen, worin sich unsere Versuchsanordnung ganz wesentlich von den bisher benutzten unterscheidet.

Der Grundgedanke der von uns verwendeten Versuchsanordnung ist aus Fig. 1 zu ersehen.

Ein positiver Kanalstrahl, wie man ihn in großer Homogenität durch Ausblendung aus dem magnetischen Spektrum des Gesamtbündels erhält, trifft im Hochvakuum auf eine dünne Folie. Bei der Durchquerung der Folie laden sich die Wasserstoffteilchen um und kommen nun in das elektrische Feld eines Plattenkondensators, in dem die Trennung der

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 3. S. 394. 1929.

positiven und neutralen Anteile des Kanalstrahlenbündels vor sich geht. Aus den Messungen mit und ohne Feld erhält man das Verhältnis $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ und durch Umrechnung den Umladungsquotienten n_+/n_0.

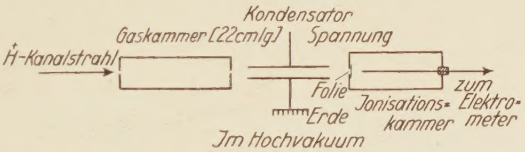


Schema der Versuchsanordnung zur Untersuchung der Umladung im festen Körper

Fig. 1

Zur Untersuchung der Umladungen in Gasen ist die Einschaltung einer Gasstrecke statt der Folie in den Weg der H-Kerne notwendig (Fig. 2).

Der Kanalstrahl tritt jetzt aus dem Hochvakuum durch eine feine Öffnung in die Gaskammer ein, in der unter Verwendung der Durchströmungsmethode ein bestimmter Druck



Schema der Versuchsanordnung zur Untersuchung der Umladung in Gasen

Fig. 2

aufrecht erhalten wird. Nach Verlassen der Gaskammer läuft er im Hochvakuum weiter durch das elektrische Feld und gelangt schließlich wieder in die Ionisationskammer. Die Feststellung des Umladungsquotienten n_+/n_0 geschieht demnach auf die vom festen Körper her bekannte Weise.

4. Überblick über bisherige Umladungsmessungen an Gasen und festen Körpern

Unabhängig voneinander brachten W. Wien[1]) und J. J. Thomson[2]) den experimentellen Nachweis für die in

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **27**. S. 1025. 1908.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **18**. S. 262. 1909.

einem Kanalstrahlenbündel beim Zusammenstoß von bewegten mit ruhenden Atomen stattfindenden Umladungen. Wien verdanken wir ferner eine Reihe weiterer Untersuchungen der Umladung im Gesamtkanalstrahlbündel. Eindeutige Verhältnisse waren, wegen der vielseitigen Zusammensetzung eines Gesamtbündels, jedoch nur bei Umladungsmessungen an homogenen Kanalstrahlen zu erwarten. Hier finden wir die Untersuchungen von Königsberger und Kutschewsky[1]), Rüttenauer[2]) und Rüchardt.[3]) Sie beobachten die Umladung von Wasserstoffkanalstrahlen in verschiedenen Gasen wie Sauerstoff, Wasserstoff und Stickstoff. Rüchardt arbeitet stets mit einem neutralen homogenen Kanalstrahl, Königsberger und Kutschewsky und Rüttenauer dagegen verwenden einen positiven homogenen Kanalstrahl. Die Methoden der genannten Autoren führen zu einander sehr widersprechenden Resultaten. Die Bestimmungen des Umladungsgleichgewichts, der Druck- und Geschwindigkeitsabhängigkeit des Gleichgewichtszustandes und die Werte der mittleren freien Weglängen eines Wasserstoffteilchens weichen stark voneinander ab. Rüchardt benutzt als Nachweis der Kanalstrahlen eine Thermosäule geringer Trägheit, ebenso Rüttenauer; Königsberger und Kutschewsky dagegen arbeiten mit der photographischen Platte. Bei allen bisherigen Untersuchungen der Umladevorgänge konnte zur Ausschaltung von etwaigen zeitlichen Intensitätsschwankungen die zur Messung benutzten Kanalstrahlen nicht dosiert werden.

Für den festen Körper liegen Beobachtungen über Umladung nur von Rausch v. Traubenberg und Hahn[4]) vor. Es wird der eine Goldfolie durchsetzende positive Kanalstrahlenstrom mit Auffänger und Galvanometer gemessen. Die Versuche führen zu dem qualitativen Ergebnis, daß H-Kanalstrahlen oberhalb einer bestimmten Geschwindigkeit eine Goldfolie einer Dicke von $7{,}3 \cdot 10^{-6}$ cm durchsetzen können, und zwar in desto größerer Menge, je höher die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist.

1) J. Königsberger und J. Kutschewsky, Ann. d. Phys. **37**. S. 195. 1912.

2) A. Rüttenauer, Ztschr. f. Phys. **1**. S. 385. 1920; **4**. S. 267. 1921.

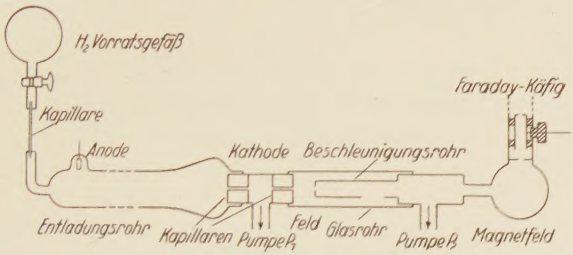
3) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. **71**. S. 377. 1923.

4) Rausch v. Traubenberg u. O. Hahn, Ztschr. f. Phys. **9**. S. 256. 1922.

5. Erzeugung der Kanalstrahlen

Zur Erzeugung der Kanalstrahlen wird die Wiensche Durchströmungsmethode mit nachträglicher Beschleunigung im Hochvakuum benutzt. Dimensionen und apparative Einzelheiten dieser Anordnung befinden sich bereits bei Gerthsen.[1]) Eine schematische Zeichnung der Apparatur zur Erzeugung der Kanalstrahlen gibt Fig. 3.

Bei den meisten Versuchen betrug der Druck im Entladungsrohr etwa $5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg, im Beschleunigungsraum $5 \cdot 10^{-5}$ mm Hg, so daß hier die Anlegung einer Potentialdifferenz von über 40 kV zwischen Kathode und Beschleunigungsrohr möglich war.



Apparatur zur Erzeugung der Kanalstrahlen

Fig. 3

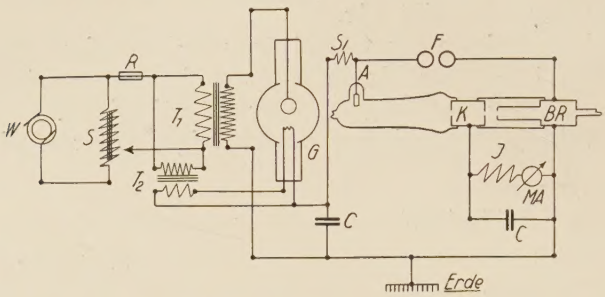
Durch Einregulierung des Drucks im Wasserstoffvorratsgefäß gelang es, die gleichen Druckdifferenzen und longitudinalen Beschleunigungsfelder allein mit der Pumpe P_2 aufrecht zu halten.

6. Hochspannungsanlage

Das Schaltschema der Apparatur zur Erzeugung der Kanalstrahlen zeigt Fig. 4. Die für den Heiz- und Hochspannungstransformator T_1 und T_2 erforderliche Primärspannung wurde von dem Spartransformator S abgegriffen. Die hohen Spannungen waren innerhalb weiter Grenzen durch den Widerstand R und Schalttischregulierung veränderlich. Die dem Glühventil G entnommene positive Spannung wurde durch den Kondensator C von der Kapazität $^1/_{100}$ μF über die volle Periode des Wechselstroms konstant gehalten. Eine gleich große Kapazität lag aus diesem Grunde auch an der

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 85. S. 881. 1928.

Kathode K. Der Sicherheitswiderstand Si von etwa $10^5\ \Omega$ bestand aus Kadmiumelektroden in Amylalkohol–Kadmiumjodidlösung. Ein zweiter Jodkadmiumwiderstand J von etwa $10^7\ \Omega$ lag zwischen Kathode und Erde. Die an seinen Enden herrschende Potentialdifferenz lag auch zwischen Kathode K und Beschleunigungskörper BR. F war eine Sicherheitsfunken-



Hochspannungsanlage

Fig. 4

strecke. Die Konstanz der Entladung war am Milliampèremeter MA kontrollierbar und stets gut.

7. Geschwindigkeitsmessung der Kanalstrahlen

Die Monochromatisierung der Kanalstrahlen erfolgte durch das Magnetfeld M von 5×10 cm Polfläche (Fig. 3) und nachfolgender Ausblendung eines engen Bündels durch die Blendensysteme B (Figg. 5 u. 8) des Beobachtungsraums. Die Geschwindigkeit des um 90^0 gegen die ursprüngliche Richtung abgelenkten Kanalstrahlenbündels konnte durch Wahl sehr enger Blenden nach der magnetischen Auflösung auf 1 Promille definiert werden. Trotzdem reichten die durchgehenden Intensitäten noch völlig zu unseren Messungen aus.

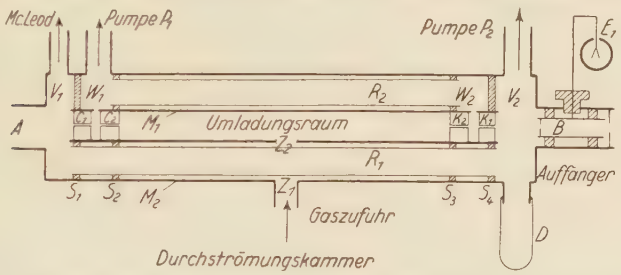
Die Ermittlung der Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen geschah nach dem von Gerthsen[1]) angegebenen Meßverfahren. Zunächst wurde die durch den Faradaykäfig gemessene Teilchenzahl als Funktion des Magnetisierungsstroms bestimmt. Den schnellsten bei der magnetischen Auflösung beobachteten Atomen entspricht dann die durch die Funkenstrecke ermittelte Gesamtspannung am Entladungsrohr. Hieraus

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **3**. S. 399. 1929.

und aus dem jeweiligen Magnetisierungsstrom wurde die Geschwindigkeit der H-Teilchen berechnet.

8. Apparatur für die Untersuchung der Umladungen in Gasen.

Die durch das Magnetfeld M (Fig. 3) um einen rechten Winkel abgelenkten Kanalstrahlen treten in das Blendensystem B ein, das als Lochkäfig ausgebildet ist und mit dem Elektrometer E_1 in Verbindung steht (Fig. 5). Von hier aus laufen die Kanalstrahlen in den 22 cm langen Umladungsraum der Durchströmungskammer. Das Messingrohr M_1 wird durch vier mit dem äußeren Zylinder M_2 verlötete Messingscheiben S_1,



Apparatur für die Untersuchung der Umladungen in Gasen

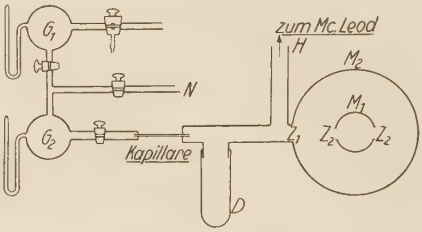
Fig. 5

S_2, S_3, S_4 geführt. Es kann durch den Ansatz A mit Hilfe eines Schlüssels herausgezogen werden bzw. nach Einmontierung der Blendenkörper C_1, C_2, K_1, K_2 gasdicht in das Scheibensystem S_1—S_4 eingepaßt werden.[1]) Die Blendenkörper bestanden aus Messingstäben von 1 cm Länge mit Kapillarbohrungen von $^4/_{10}$ mm bei K_1, K_2 und $^7/_{10}$ mm bei C_1, C_2. Die Blendenkörper C_1 und C_2, K_1 und K_2 waren je 4 mm weit auseinander gerückt. Hier war das Messingrohr M_1 durchbrochen, so daß in dem entstehenden Zwischenraum die Pumpe P_1 angreifen konnte, die über W_1 und R_2, W_2 wirkte.[2]) Das Gas strömt über Z_1 und Z_2 dem Umladungsraum zu. Einzelheiten der Durchströmungsanordnung zeigt Fig. 6. C_1 ist das eigent-

1) Für die sorgfältige Herstellung der Durchströmungskammer möchte ich dem Institutsmechanikermeister und Werkstattvorstand, Hrn. Speidel, herzlich danken.

2) Die Räume W_1 und W_2 sind durch das Rohr R_2, die Räume V_1 und V_2 durch das Rohr R_1 verbunden.

liche Vorratsgefäß und ist mit dem betreffenden Gas bis etwa 500 mm Hg gefüllt, so daß der Druck in G_2 bequem und schnell einreguliert werden kann. D wird durch flüssige Luft gekühlt. Der Druck im Umladungsraum wird über H, das Vakuum in V_1, R_1, V_2 (Fig. 5), das durch die Pumpe P_2 (Fig. 3) auf-

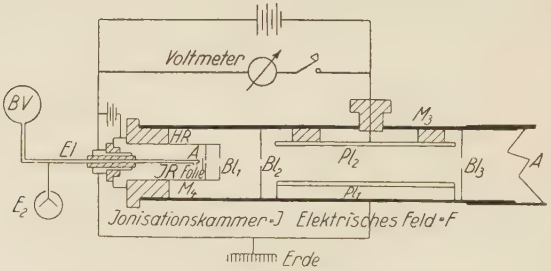


Durchströmungsanordnung

Fig. 6

recht erhalten wird, über V_1 durch einfache Umschaltung mit einem verkürzten Mc. Leod gemessen. Alle Pumpwege sind weit, ihre inneren Durchmesser betragen 15—25 mm.

An den Ansatz A der Fig. 5 fügt sich das Messingrohr M_3 an, das den Ablenkungskondensator F und die Ionisationskammer J trägt. Fig. 7 bringt die Anordnung und apparatelle Einzelheiten.



Analysenraum und Ionisationskammer

Fig. 7

Die zur Erzeugung des elektrischen Sperrfeldes dienenden Platten Pl_1 und Pl_2 waren wegen des geringen Streuvermögens aus Aluminiumblech gefertigt. Die Länge des Feldes beträgt 8 cm, der Plattenabstand etwa 4 mm. Die Platte Pl_1 liegt an Erde, Pl_2 kann auf ein bestimmtes Potential gelegt werden.

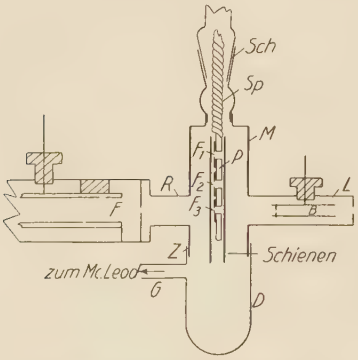
Bl_1 und Bl_2 sind Blenden, die so dimensioniert sind, daß dem Auge eines Beobachters bei A die Kondensatorplatten unsichtbar bleiben. Die Ionisationskammer I ist durch den Hartgummiring HR isoliert in den Messingzylinder M_3 eingekettet. Sie besteht aus einem Zylinder M_4 und einem mit Erdschutz versehenen, isoliert eingeführten Röhrchen El als Elektrode. Diese steht mit dem Elektrometer E_2 in Verbindung und dient gleichzeitig zur Evakuierung des Ionisationsraumes IR. Zur Konstanthaltung des Druckes in der Ionisationskammer ist das Ballastvolumen BV parallel geschaltet. Die Länge der Kammer ist 4,2 cm, ihr innerer Durchmesser 2 cm. Die Kanalstrahlen dringen durch eine Öffnung von 2 mm Durchmesser ein. Abgeschlossen wird sie gegen das Hochvakuum durch Zelluloidfolien im Dickenbereich von 20—80 $\mu\mu$. Am Gehäuse der Ionisationskammer liegt eine Spannung von 100 Volt. Der Druck beträgt 15 mm Hg, so daß die Kanalstrahlen in dem Gas der Kammer vollständig absorbiert werden.

9. Justierung der Apparatur

Die erforderliche Beweglichkeit der gesamten Beobachtungsapparatur, die sich aus der Durchströmungskammer (Fig. 5) und dem Ablenkungsraum (Fig. 7) zusammensetzte, wurde durch Anbringen von elastischen Tombakschläuchen an geeignete Stellen der Apparatur ermöglicht. Sie war durch mehrere Stellschrauben relativ zum Entladungsrohr und Magnetfeld (Fig. 3) justierbar, so daß sie bei vollem Betriebe der Apparatur in die durch das Magnetfeld vorgeschriebene Kanalstrahlrichtung gedreht werden konnte. Die Einjustierung war schwierig. Große Anforderungen wurden an die Geradlinigkeit des primären Bündels gestellt, da die Strecke, die ein H-Teilchen bis zu einer Absorption nach der Ablenkung noch zu durchlaufen hatte, bei den sehr engen Blenden über 50 cm betrug. Das an sich schon schwache Streufeld des Magneten, von der Größenordnung von 10 Gauss zwischen den Spulen des Magneten mußte noch durch einen dicken Eisenpanzer abgeschirmt werden. Die Justierung erfolgte in der Weise, daß zunächst relativ weite Blenden und Kapillarbohrungen benutzt wurden, die dann schrittweise durch engere, bis zu den angegebenen Dimensionen, ersetzt wurden.

10. Apparatur für die Untersuchung der Umladungen im festen Körper

Die Dosierung des primären Kanalstrahlenstroms erfolgt wieder durch das als Faradaykäfig ausgebildete Blendensystem B (Fig. 8). Der den Auffänger tragende Messingzylinder L ist in ein weites Rohr M eingelötet. Dieses enthält in zwei Schienen gleitend eine Platte P, die durch eine Spindel Sp und einen Glasschliff Sch im Hochvakuum verschiebbar ist. Die Platte P hat auf der Mittelachse drei Durchbohrungen F_1, F_2, F_3. Auf diese Öffnungen wurden Rahmen, die mit den Folien bedeckt sind, aufgeschraubt. Durch die eben beschriebene Anordnung ist es somit möglich, gleichzeitig mehrere Folien unter ein und denselben Versuchsbedingungen durchzumessen. An die Folienkammer ist bei Z ein Glaszylinder angekittet, der durch flüssige Luft gekühlt wurde. Das an diesem befindliche Glasrohr G führt zum Mc Leod-Manometer. Die beste Orientierung über die Güte des in der Apparatur herrschenden Vakuums erhält man durch die in Ziffer 15 erörterten Kontrollmessungen der Umladungen.



Apparatur zur Untersuchung der Umladungen in festen Stoffen

Fig. 8

An das Ansatzrohr R ist mit Hilfe eines Zwischenstückes das elektrische Feld F und die Ionisationskammer I angekittet (Fig. 7). Der gesamte Beobachtungsraum ist in derselben Weise wie die Apparatur zur Messung der Umladungen in Gasen justierbar.

11. Herstellung der Gase und Folien

Die für die Messungen benutzten Gase wurden wie folgt dargestellt: Der Wasserstoff wurde aus HCl und reinem Zink hergestellt, in H_2SO_4 gewaschen und vorgetrocknet und dann über P_2O_5 geleitet. Der Sauerstoff wurde elektrolytisch, der Stickstoff aus Natriumnitrit und Ammoniumchlorid in wäßriger

Lösung gewonnen und in ähnlicher Weise wie der Wasserstoff vorbehandelt. Die verwendeten Zelluloidfolien wurden nach dem von Trenktrog[1]) angegebenen Verfahren hergestellt. Sie waren über einen Durchmesser von 4 mm absolut lochfrei zu erhalten. Die Herstellung der Metallfolien erfolgte durch Aufdampfen von Metallen im Vakuum auf Folien (aus Celluloseacetat in Aceton) nach dem von Thomson[2]) angegebenen Verfahren.

12. Die elektrischen Meßinstrumente

Die zur Ausschaltung von Intensitätsschwankungen notwendige Dosierung des Kanalstrahlbündels wird durch Aufladung eines Quadrantelektrometers von $^1/_{100}$ Volt Empfindlichkeit pro Skt. gemessen. Die Stromempfindlichkeit des Elektrometers kann durch Einschalten eines Glimmerkondensators zwischen Quadrantenpaar und Erde in weiten Grenzen variiert werden. Die Kanalstrahlströme betragen 10^{-8} bis 10^{-10} Amp. Zur Messung des Ionisationsstroms dient ein Paschensches Quadrantelektrometer.[3]) Die Einstelldauer des Systems beträgt nur Bruchteile einer Sekunde. Dabei besteht zwischen Strom und Elektrometerausschlag befriedigende Proportionalität. Die aus den Aufladungen des Elektrometers ermittelten Ströme bewegen sich innerhalb 10^{-10} und 10^{-13} Amp., was unter Berücksichtigung des Ionisationsfaktors einem Kanalstrahlenstrom von 10^{-13} bis 10^{-16} Amp. entspricht.

13. Gang der Messungen

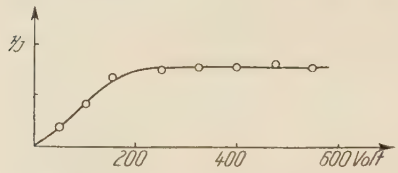
Es wurde der Ionisationsstrom durch Aufladung des Elektrometers E_2 (Fig. 7) gemessen und zwar abwechselnd der von den ungeladenen und geladenen Teilchen (Sperrfeld abgeschaltet) und der von den ungeladenen Teilchen allein (Sperrfeld angelegt) herrührende Strom. Die Strommessung erfolgte über eine Zeit, die durch eine gewisse Aufladung des Elektrometers E_1 am Lochkäfig (Fig. 5) bestimmt wurde. Das Verhältnis bei den Messungen ergibt durch Umrechnung den Umladungsquotienten n_+/n_0. Um die Bedienung und Ablesung beider Elektrometer durch einen Beobachter zu ermög-

1) W. Trenktrog, Diss. Kiel 1923.
2) G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. Sept. 1929.
3) F. Paschen, Phys. Ztschr. 7. S. 493. 1906.

lichen, ist in die Aufladungszuleitung des Paschen-Elektrometers ein besonderer Kontaktschlüssel eingebaut. Der Lichtzeiger des Auffängerelektrometers ist von der Stelle beobachtbar, an der Erdungs- und Aufladungsschlüssel des Paschen-Elektrometers bedient werden. Die Ablesung dieses Elektrometers erfolgt nach der Gaussschen Spiegelmethode.

14. Das elektrische Sperrfeld

Die Wirkungsweise des elektrischen Sperrfeldes F (Fig. 7) wurde durch besondere Versuche geprüft. Die an seinen Platten herrschende Potentialdifferenz wurde allmählich gesteigert, und der durch das nicht abgelenkte Bündel hervorgerufene Ionisationsstrom mit dem Elektrometer E_2 (Fig. 7) gemessen. In Fig. 9 ist als Abszisse die an den Ablenkungskondensator angelegte Spannung, als Ordinate der zugehörige Ionisationsstrom reziprok aufgetragen. Der Strom nimmt, wie zu erwarten ist, mit wachsender Spannung ab, erreicht aber von etwa 200 Volt an einen konstanten Wert.



Einfluß des elektrischen Sperrfeldes auf die Intensität des durch Ionisation gemessenen Kanalstrahlenstroms

Fig. 9

Die für unsere Messungen benutzten Spannungen betrugen immer über 300 Volt, so daß eine sichere Trennung der positiven und neutralen Teile des Kanalstrahlenbündels möglich war.

15. Die Vakuumverhältnisse

Die Güte des in der Apparatur herrschenden Vakuums ist eine der ersten Vorbedingungen für sämtliche Beobachtungen der Umladungen von Kanalstrahlen. Große Sorgfalt muß auf die Vermeidung jeglichen fremden Dampfdrucks gelegt werden. Dies kann nur durch peinlichstes Säubern aller Apparaturteile und Vorsicht beim Zusammenkitten der Einzelteile der Apparatur erreicht werden. Das Ausheizen der Apparatur ist nur bis zu einem gewissen Grade möglich gewesen, soweit es eben die gekühlten Kittstellen vertrugen. Über den Hochvakuumstutzen jeder Diffusionspumpe befanden sich Dewargefäße, um Hg-Dampf der Apparatur fernzuhalten. Außerdem wurde

stets an den Stellen D (Figg. 5, 6, 8) mit flüssiger Luft gekühlt. Die sicherste Kontrolle des Vakuums besteht in der Messung der Zusammensetzung des Kanalstrahlenbündels. Dieses besteht ohne Restgas in der Apparatur nur aus positiv geladenen Wasserstoffteilchen.

Eine Feststellung des Verhältnisses n_+/n_0 im direkten Bündel an der Apparatur zur Untersuchung der Umladungen von Kanalstrahlen im festen Körper zeigt das überraschend gute Resultat 130 1; d. h. das primäre Bündel besteht zu über 99 Proz. aus positiven Teilchen. Ein Ergbenis, wie man es nicht besser erwarten kann, wenn man bedenkt, daß Kittstellen und Fettschliffe bei dem apparatellen Aufbau nicht vermieden werden konnten. Unter der berechtigten Annahme der bei Drucken unter 10^{-3} mm Hg gültigen exponentiellen Abnahme der positiven Intensität ergibt sich aus obigem Wert für n_+/n_0 eine mittlere freie Weglänge eines positiven H-Teilchens von 19,2 m.

Bei der Apparatur für die Untersuchungen der Umladungen in Gasen konnte erreicht werden, daß das primäre Bündel zu 92 Proz. aus positiven H-Teilchen bestand. Damit war auch hier die sichere Grundlage für die Beobachtung der Umladungen geschaffen.

Die mit den Kapillarkörpern C_2, K_2 (Fig. 5) zwischen Umladungsraum und dem übrigen Beobachtungsraum erreichbaren Druckdifferenzen waren für unsere Messungen ausreichend. Bei einem Druck von $p = 1{,}6 \cdot 10^{-2}$ mm Hg im Umladungsraum wurde im Außenraum ein Druck von $p = 5{,}6 \cdot 10^{-5}$ mm Hg gemessen. Während man also im Umladungsraum schon im Druckbereich des Umladungsgleichgewichts (Ziffer 18) arbeitete (entsprechend freien Weglängen von etwa 5—25 cm), hatte man noch auf der Hochvakuumseite der Apparatur freie Weglängen, welche die ebengenannten um den Faktor 15 —20 übertrafen. Die Druckunterschiede wurden bei einer Meßreihe häufig kontrolliert. Der Druck im Umladungsraum wurde vor und nach jeder Einzelmessung auf Konstanz geprüft.

16. Einfluß von Blendenrändern und Dampfresten auf Umladung

Der Einfluß von Blendenrändern und Fettdämpfen auf die Umladungen von Kanalstrahlen war durch besondere Versuche

geprüft worden. Ihrer experimentellen Bedeutung wegen sollen sie hier mitgeteilt werden.

In den Weg des direkten Bündels wurde ein aus dünnem Aluminiumblech (von etwa $^1/_{10}$ mm Dicke) hergestelltes Sieb mit $^2/_{10}$ mm Öffnungen gestellt. Es zeigte sich in der Tat ein starker Einfluß der Blendenränder. So ging der positive Anteil im Kanalstrahlbündel von über 99 Proz. auf 97 Proz. zurück. Durch noch feinere Siebe wurde er auf 93 Proz. reduziert.

Der Einfluß des Dampfdrucks von Fetten auf die Umladungen wurde in einer besonderen Anordnung untersucht. Die Versuche wurden derart ausgeführt, daß in den durch flüssige Luftfallen abgesperrten Beobachtungsraum eine Spur gebräuchlichen Hochvakuumfetts hineingebracht wurde und die Ladungsänderung der positiven H-Teilchen nach Einführung des Fetts festgestellt wurde. Die Untersuchungen führten zu dem Ergebnis, daß der Dampfdruck des Fetts in seinem Einfluß auf die Umladungen vollkommen vernachlässigt werden kann.

Kittstellen bilden nur dann Restgase, wenn sie von Kanalstrahlen getroffen werden.

Diese Resultate werden durch die Erreichung der großen freien Weglängen eines positiven Wasserstoffteilchens sichergestellt.

Rüchardt stellt fest[1]), daß die freien Weglängen der Wasserstoffteilchen bei einem Druck von 10^{-3} mm Hg abwärts einem konstanten Wert zustreben. Als Ursache dafür nimmt er an, daß Kittstellen und Fettschliffe das Dampfresiduum stets nachliefern, auch bei intensiver Kühlung mit flüssiger Luft. Die freien Weglängen, die Rüchardt bei 10^{-3} mm Hg beobachtet, sind etwa 10—20 cm. Wie aus weiter unten aufgeführten Messungen hervorgeht, wird in vorliegender Untersuchung bei demselben Druck eine mittlere freie Weglänge von 50—80 cm gefunden. Dieser Wertbereich entspricht ganz dem, den man aus den Rüchardtschen Kurven berechnet, wenn man den Grenzdruck von etwa 10^{-3} mm Hg auf die Anwesenheit von Restdämpfen zurückführt.

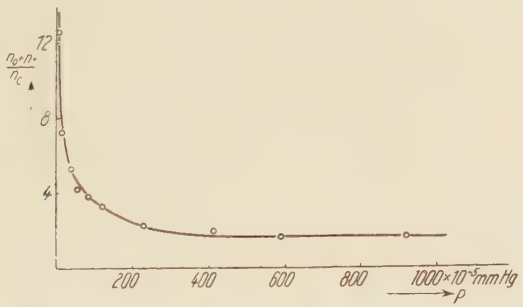
1) E. Rüchardt, a. a. O.

II. Homogene Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft

17. Druckabhängigkeit der Umladungen in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft

Die älteren Beobachtungen der Umladung von Wasserstoffkanalstrahlen erstrecken sich auf den Druckbereich von etwa $1{,}10^{-3}$ bis $5{,}10^{-2}$ mm Hg. Königsberger und Kutschewsky[1]) untersuchen die Umladungen noch bis herab zu Drucken von $2 \cdot 10^{-4}$ mm Hg. Doch hat Rüchardt[2]) gegen die experimentelle Anordnung für die von ihnen benutzte Methode Bedenken geäußert.

In vorliegender Arbeit wurden auch die Umladungen bei Drucken unter 10^{-3} mm Hg untersucht, da gerade hier übersichtliche Verhältnisse zu erwarten sind.



Druckabhängigkeit der Umladungen für Wasserstoffkanalstrahlen von 30 kV in Wasserstoff

Fig. 10

Es wurden die durch Änderung des Druckes im Umladungsraum bewirkten Umladungen der positiven H-Teilchen mit den Gasen Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft untersucht. Als Typus der Druckabhängigkeitskurven der Umladungen bringen wir die für H-Kanalstrahlen in Wasserstoff. In Fig. 10 ist als Abszisse der jeweilige Druck im Umladungsraum, als Ordinate der zugehörige Wert von $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ aufgetragen; das ist das Verhältnis der positiven Teile $n_+ +$

1) J. Königsberger und J. Kutschewsky, a. a. O.
2) E. Rüchardt, a. a. O.

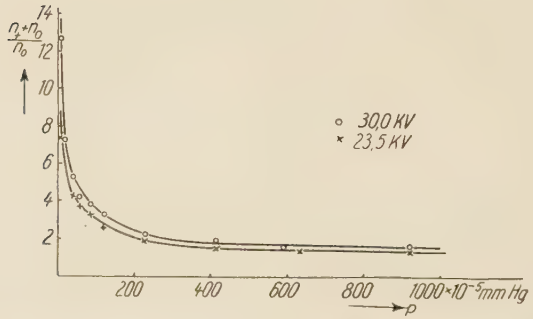
neutralen n_0 zu den neutralen n_0 des Bündels. Die Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen betrug bei diesen Messungen 30 kV. Die Drucke und zugehörigen Umladungsquotienten $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ konnten mit Sicherheit reproduziert werden.

Die Kurven zeigen in Übereinstimmung mit Königsberger und Kutschewsky die charakteristische Abnahme des positiven Anteils des Kanalstrahlenbündels mit zunehmendem Druck. Bei ganz niedrigen Drucken hat der Kanalstrahl eine überwiegend positive Zusammensetzung. Bei Drucken über 10^{-3} mm Hg nimmt der Quotient $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ mit wachsendem Druck nur wenig, aber doch noch merklich ab. Man vgl. dazu Tab. 1.

Tabelle 1

Beispiel für die Abnahme von $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ in dem Druckbereich von 10^{-3} mm Hg bis 10^{-2} mm Hg

$1 \cdot 10^{-3}$	2,17
$2{,}2 \cdot 10^{-3}$	1,53
$5 \cdot 10^{-3}$	1,26
$1 \cdot 10^{-2}$	1,19

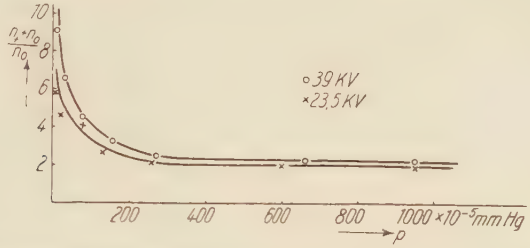


Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umladungen von H-Kanalstrahlen in Wasserstoff

Fig. 11

Was die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umladungen anbelangt, so geben Figg. 11 und 12 einige Beispiele für die Druckkurven der Umladungen von H-Kanalstrahlen in Wasser-

stoff und Sauerstoff bei verschiedenen Voltgeschwindigkeiten. Entsprechende Messungen wurden auch in Luft und Stickstoff



Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umladungen von H-Kanalstrahlen in Sauerstoff

Fig. 12

gemacht. Sie alle zeigen, daß der positive Anteil des Kanalstrahlenbündels mit zunehmender Energie der Kanalstrahlen wächst.

18. Gleichgewicht der Umladung

Die Druckabhängigkeitskurven des Quotienten $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ zeigen, daß sich mit wachsendem Druck im Umladungsraum allmählich ein Endzustand in dem Verhältnis der positiven und neutralen Teile des Bündels ausbildet. Dies Gleichgewicht der Umladungen wird bei Drucken über 10^{-2} mm Hg erreicht. Tab. 2 enthält die für Kanalstrahlen von 23,5 kV Geschwindigkeit gemessenen Gleichgewichtswerte $w = \frac{n_+}{n_0}$.

Tabelle 2

Gleichgewichtswerte $w = \frac{n_+}{n_0}$ für H-Kanalstrahlen von 23,5 kV in verschiedenen Gasen.

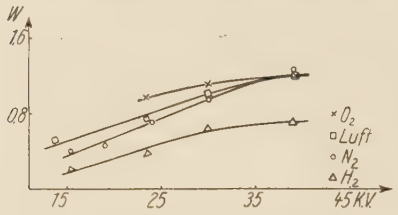
Gas	$w = \frac{n_+}{n_0}$
Wasserstoff	0,38
Sauerstoff	0,96
Luft	0,75
Stickstoff	0,70

Alle in dieser Untersuchung festgestellten W-Werte wurden bei Drucken gemessen, die größer als 10^{-2} mm Hg waren.

19. Geschwindigkeitsabhängigkeit des Umladungsgleichgewichts

Fig. 13 veranschaulicht die Abhängigkeit des Gleichgewichtszustandes $w = n_+/n_0$ von der Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen für die untersuchten Gase Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft.

Wir finden in dem Bereich von 13—25 kV eine annähernd lineare Zunahme von w mit der kinetischen Energie der positiven H-Teilchen. Nach höheren Geschwindigkeiten hin entspricht einem Anwachsen der kinetischen Energie eine relativ geringe Zunahme von w. Die Gleichgewichtswerte $w = \frac{n_+}{n_0}$ nehmen bei gleicher Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen in der Reihenfolge Sauerstoff, Luft, Stickstoff, Wasserstoff ab. Für Luft ergibt sich der Wert des Umladungsgleichgewichts bei einer bestimmten Geschwindigkeit annähernd aus denen ihrer Komponenten, Stickstoff und Sauerstoff, entsprechend der Zusammensetzung der Luft aus Stickstoff und Sauerstoff in Volumenprozenten.



Geschwindigkeitsabhängigkeit des Umladungsgleichgewichts in verschiedenen Gasen

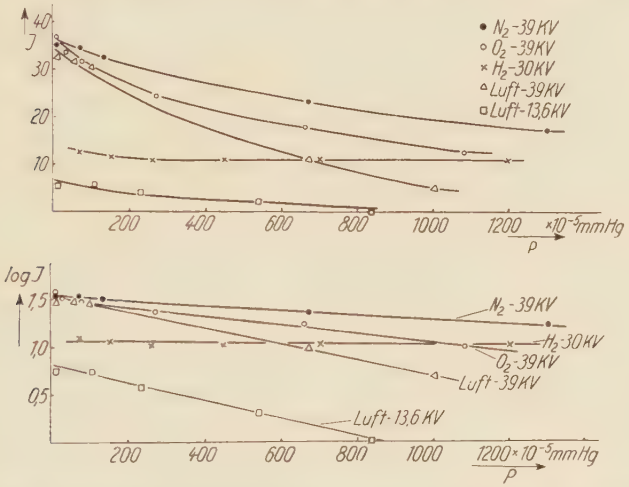
Fig. 13

Die Gleichgewichtswerte w sind mit den von Rüchardt in Wasserstoff beobachteten in guter Übereinstimmung. Es sei bemerkt, daß Königsberger und Kutschewsky mit der photographischen Methode einen Gleichgewichtswert $w < 1$ nicht haben erreichen können. Die w-Messungen Rüttenauers, der oberhalb einer Entladungsspannung von 17,5 kV im Gesamtkanalstrahlenbündel beobachtete, müssen als unsicher betrachtet werden.

20. Streuungsabsorption von H-Kernen

Bei einem Vergleich der Kanalstrahlenintensitäten nach Durchgang durch die umladende Materie fielen bei Untersuchung der verschiedenen Gase charakteristische Unterschiede auf. Die Ergebnisse unserer Beobachtungen über die Streuungsabsorption sind in Fig. 14 niedergelegt. Als Ordinaten sind im

oberen Teil der Fig. 14 der Ionisationsstrom, als Abszisse der zugehörige Druck aufgetragen. Daß die Kurven einen nahezu exponentiellen Verlauf haben, ist aus dem unteren Teil der Figur ersichtlich, wo der Logarithmus des beobachteten Ionisationsstroms in Abhängigkeit vom Druck graphisch dargestellt ist. Um zeitliche Schwankungen der Kanalstrahlenintensität auszuschalten, wurde auch bei diesen Versuchen das in Ziffer 13 angegebene Verfahren benutzt. Auffallend ist das



Streuungsabsorption von H-Kanalstrahlen in verschiedenen Gasen
Fig. 14

verschiedene Verhalten der Gase gegenüber positiven H-Kanalstrahlen. Während bei Wasserstoff die Intensität über den gesamten Druckbereich von etwa 10^{-5} mm Hg bis 10^{-2} mm Hg unverändert bleibt, schwächt der Stickstoff bei der Druckerhöhung von 10^{-5} mm Hg auf 10^{-2} mm Hg das Bündel um 50%, der Sauerstoff dasselbe um 65%. Überraschend wirkt ferner das große Streuvermögen der Luft gegenüber Sauerstoff und Stickstoff.

21. Berechnung der freien Weglängen aus den Beobachtungsdaten für H-Kanalstrahlen in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft

Da die vorausgehenden Versuche gezeigt haben, daß die Intensität der Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff innerhalb des Druckbereichs von $p = 10^{-5}$ mm Hg bis $p = 10^{-2}$ mm Hg

unabhängig vom Druck ist, so kommt den in Ziffer 21—24 folgenden Messungen eine relativ sehr hohe Sicherheit zu. Gegen die Bestimmung der freien Weglängen in anderen Gasen (O_2, N_2, Luft) könnte man das Bedenken erheben, daß der zur Beobachtung kommende Teil des Kanalstrahlenbündels eine andere Zusammensetzung hat, als das gesamte Bündel (nach der magnetischen Ablenkung). Es könnte ja sein, daß Umladungen und Streuwinkel in einer bestimmten uns noch unbekannten Weise miteinander verknüpft sind. Die Ergebnisse, die in Ziffer 21—24 niedergelegt sind, machen es aber sehr unwahrscheinlich, daß ein Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Umladung vorhanden ist.

Die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Ladungswechseln eines positiven Teilchens wurde nach der von Wien[1]) angegebenen Formel,

$$\frac{1}{L_+}(1+w) = \frac{1}{x} \cdot \ln \frac{\frac{n_+}{n_0} + 1}{\frac{n_+}{n_0} - w}$$

bestimmt.

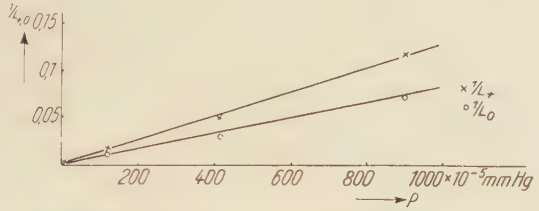
Dabei bedeutet L_+ die freie Weglänge des positiven H-Teilchens, n_+/n_0 der durch Beobachtung ermittelte Umladungsquotient bei gegebenem Druck. Ferner ist w der Wert von n_+/n_0 im Gleichgewicht der Umladungen, welches bei Drucken oberhalb 10^{-2} mm Hg erreicht wird; und x die Länge des Umladungsraumes. Bei der in Fig. 5 dargestellten Apparatur beträgt diese Länge x des Umladungsraumes 23 cm, wovon 22 cm auf die reine Gasstrecke und 1 cm auf die beiderseitigen Kapillarbohrungen fallen, wenn man in diesen linearen Druckabfall voraussetzt. Die freien Weglängen der neutralen H-Atome erhält man aus der Beziehung $\frac{n_+}{n_0} = \frac{L_+}{L_0}$.

Die berechneten Werte von L_+ und L_0 für H-Kanalstrahlen in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, sind in den Figg. 15, 16, 17 niedergelegt. Als Abszisse ist der jeweilige Druck im Umladungsraum, als Ordinate $1/L_+$ bzw. $1/L_0$ eingetragen.

Die freien Weglängen nehmen in der Reihenfolge Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff ab. Die aus den Beobachtungsdaten

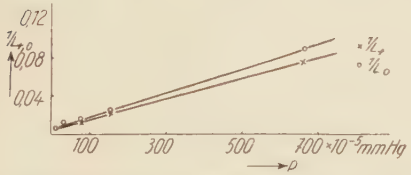
1) W. Wien, Sitzungsber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. 27. Juli 1911, S. 773—786.

für H-Kanalstrahlen in Luft berechneten Werte der freien Weglängen sind in Übereinstimmung mit denen, die man, entsprechend der Zusammensetzung der Luft, aus den freien Weglängen in O_2 und N_2 erhält.

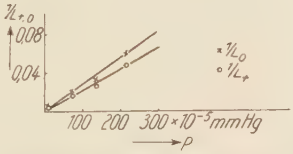


Reziproke freie Weglängen in cm für H-Kanalstrahlen von 30 kV in Wasserstoff
Für $p = 10^{-3}$ mm Hg, $L_+ = 77$ cm, $L_0 = 124$ cm.
Fig. 15

Die in H_2, O_2, N_2 und Luft gefundenen freien Weglängen sind in dem untersuchten Geschwindigkeitsbereich größer als die gaskinetischen. Demnach führt bei Kanalstrahlgeschwindigkeiten nicht jeder gaskinetischer Zusammenstoß zur Umladung.



Reziproke freie Weglängen in cm für H-Kanalstrahlen von 39 kV in Sauerstoff.
Für $p = 10^{-3}$ mm Hg,
$L_+ = 86$ cm, $L_0 = 52$ cm
Fig. 16



Reziproke freie Weglängen in cm für H-Kanalstrahlen von 39 kV in Stickstoff.
Für $p = 10^{-3}$ mm Hg,
$L_+ = 45{,}5$ cm, $L_0 = 36{,}5$ cm
Fig. 17

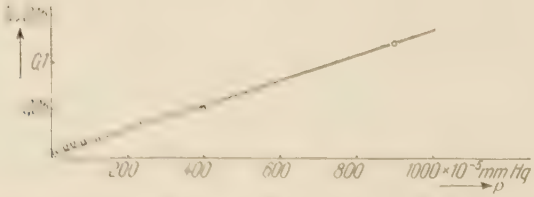
Es ist von Interesse, die mittleren freien Umladungsweglängen L_+ und L_0, des positiven und neutralen Kanalstrahlenteilchens mit der Wegstrecke λ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ionisierungsprozessen zu vergleichen, da diese die untere Grenze für die Summe der Umladungsweglängen $L = L_+ + L_0$ bestimmen muß (vgl. Ziffer 1). Es darf $L = L_+ + L_0$ nur $\geqq \lambda$ sein.

Aus Messungen von Gerthsen[1]) über das differentielle Ionisierungsvermögen von Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff und Luft konnte die Wegstrecke λ zwischen der Erzeugung zweier Ionenpaare in Luft und H_2 berechnet werden. Es zeigt sich in der Tat, daß $L = L_1 + L_0$ immer größer als λ ist. Bemerkenswert ist ferner, daß die Summe der Umladungsweglängen $L = L_1 + L_0$ in Luft und Wasserstoff (Ziffer 23) mit zunehmender Geschwindigkeit der Kanalstrahlen abnimmt, was in Übereinstimmung mit der Tatsache steht, daß die Ionisation durch Wasserstoffkanalstrahlen mit wachsender Geschwindigkeit zunimmt.

Die freien Weglängen in Wasserstoff sind mit den von Rüchardt in der Tab. XI seiner Arbeit[2]) angegebenen in recht guter Übereinstimmung. Jedoch sei hier darauf hingewiesen, daß die Meßresultate dieses Autors, die in den Figg. 7 und 8[3]) niedergelegt sind, nicht die Annahme stützen, daß die Werte der Tab. XI von den Fehlern, die der Dampfdruck verursacht, frei seien.

22. Druckabhängigkeit der zur Umladung führenden Stöße von Wasserstoffkanalstrahlen mit Gasmolekülen (effektive Stoßzahl)

Die mittlere freie Weglänge eines H-Teilchens ist mit dem Druck durch die Beziehung $\frac{1}{L} = c \cdot p$ verknüpft. Bezeichnen



Druckabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von H-Kanalstrahlen in H_2
Fig. 18

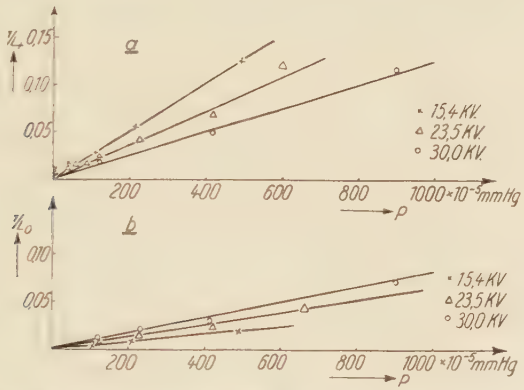
wir $1/L_1$ (L_1 in cm) als die effektive Stoßzahl eines H-Teilchens und tragen diese in Abhängigkeit vom Druck im Umladungsraum in ein Diagramm ein, so bekommen wir die Kurve Fig. 18. Die Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen betrug hier 30 kV.

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 5. S. 657. 1930.
2) E. Rüchardt, a. a. O.
3) a. a. O.

Die Druckabhängigkeit von $1/L_+$ ist linear. Die für $p = 0$ in obiger Beziehung geforderte unendlich kleine Stoßwahrscheinlichkeit wird mit großer Annäherung durch den beobachteten Wert $\frac{1}{L_+} = 0{,}00316$ erreicht.

23. Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von H-Kanalstrahlen

Die Figg. 19a, b und 20a, b zeigen die Druckabhängigkeitskurven der effektiven Stoßzahlen für verschiedene Volt-



Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von H-Kanalstrahlen in Wasserstoff
Für $p = 5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg $L_+ =$ 7,8 cm bei 15,4 kV
$L_+ =$ 11,0 cm bei 23,5 kV
$L_+ =$ 15,6 cm bei 30 kV

Fig. 19

geschwindigkeiten der positiven bzw. neutralen Wasserstoffkanalstrahlen.

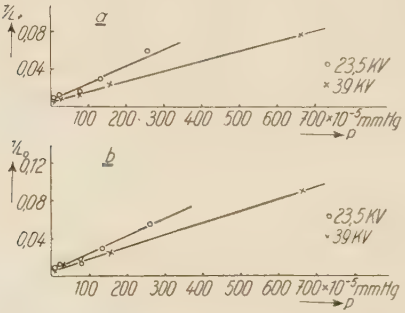
Die Abnahme der effektiven Stoßzahl $1/L_+$ der positiven Teilchen geht annähernd proportional mit der kinetischen Energie des Wasserstoffkanalstrahls sowohl in Wasserstoff als auch in Sauerstoff. Dagegen besteht in der Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl $1/L_0$ des neutralen H-Teilchens in H_2 und O_2 ein Unterschied. In Wasserstoff nimmt $1/L_0$ annähernd proportional mit der kinetischen Energie zu; dagegen nimmt $1/L_0$ in Sauerstoff mit wachsender Voltgeschwindigkeit wenig ab. Für Luft sind einige aus den

Beobachtungsdaten berechnete effektive Stoßzahlen $1/L_+$ und $1/L_0$ in der folgenden Tab. 3 wiedergegeben.

Tabelle 3

Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von H-Kanalstrahlen in Luft

kV	Druck	$1/L_+$	$1/L_0$
13,6	$6{,}2 \cdot 10^{-4}$	0,0125	0,00614
23,5	$6{,}2 \cdot 10^{-4}$	0,0116	0,0087
39,0	$6{,}2 \cdot 10^{-4}$	0,0109	0,0127



Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von H-Kanalstrahlen in Sauerstoff

Für $p = 5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg $L_+ = 10{,}4$ cm bei 23,5 kV
$L_+ = 17{,}2$ cm bei 39,0 kV

Fig. 20

Wir finden eine Abnahme von $1/L_+$ bzw. Zunahme von $1/L_0$ mit wachsender Voltgeschwindigkeit der Wasserstoffkanalstrahlen.

III. Homogene Molekülkanalstrahlen in Wasserstoff

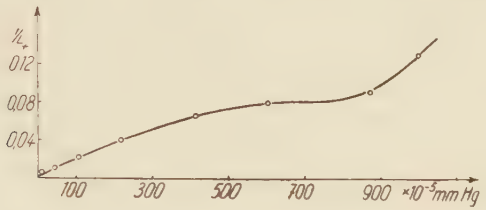
25. Druckabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von Molekülkanalstrahlen in Wasserstoff

Beobachtungen über die Zusammensetzung eines Kanalstrahlenbündels machen es wahrscheinlich, daß bei dem Zusammenstoß eines Molekülkanalstrahls mit einem Gasmolekül fast immer ein Zerfall des Moleküls in Atome der halben Voltgeschwindigkeit verbunden ist. Kanalstrahlenanalysen von

Döpel[1]) und Retschinsky[2]) bestätigen, daß der Zerfall eines Moleküls ein häufiger Vorgang im Kanalstrahl ist und weisen darauf hin, daß das Entstehen langsamer Atome aus Molekülen mit zunehmendem Druck zunimmt.

In Fig. 21 sind die beim Durchgang von Molekülkanalstrahlen (26 kV) durch Wasserstoff gewonnenen Ergebnisse niedergelegt. Als Abszisse ist der im Umladungsraum gemessene Druck, als Ordinate die effektive Stoßzahl $1/L_+$ aufgetragen.

Die lineare Abhängigkeit der effektiven Stoßzahl $1/L_+$ vom Druck, wie wir sie bei den Atomen kannten (Ziffer 22) ist nicht mehr vorhanden. Die Kurve zeigt deutlich eine Inflexion um etwa $5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. Dies deutet darauf hin, daß



Druckabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von Molekülkanalstrahlen in Wasserstoff

Fig. 21

die geladenen Molekülkanalstrahlen mit wachsendem Druck im Umladungsraum in langsame Atome zerfallen, die sich in ihren Umladungen als solche verhalten, was durch Messungen bestätigt wurde. Der Verlauf der Kurve (Fig. 21) besagt weiter, daß die Wiensche Formel zur Berechnung der mittleren freien Umladungsweglängen der Molekülkanalstrahlen nicht benutzt werden darf, da sie die Konstanz von $n_+ + n_0$ fordert. Das ist aber, worauf Rüchardt bereits hingewiesen hat, bei den Molekülkanalstrahlen nicht der Fall, da diese mit wachsendem Druck im Umladungsraum immer mehr in Atome zerfallen.

Zu ähnlichen Ergebnissen kommt man auch bei der Beobachtung der Umladungen von Molekülkanalstrahlen in festen Stoffen.

---

1) R. Döpel, Ann. d. Phys. **76**. S. 1. 1925.
2) T. Retschinsky, Ann. d. Phys. **47**. S. 525. 1915.

Königsberger und Kutschewsky[1]) und Rüttenauer[1]) finden bei Umladungsmessungen an Atomen keinen geradlinigen Verlauf von $1/L_+$, sondern einen Inflexionspunkt, wie er hier nur bei den Molekülen gefunden wurde. Es scheint mir wahrscheinlich, daß die Auflösung des Kanalstrahlbündels bei den Messungen dieser Autoren nicht ausreichend war, um Moleküle und Atome genügend weit voneinander zu trennen.

IV. Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen in festen Stoffen

25. Abhängigkeit der Umladungen von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, von Atomgewicht und Schichtdicke der zur Messung benutzten Folien

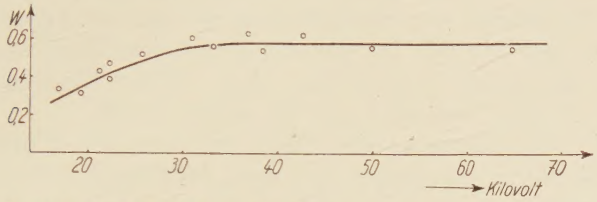
Orientierende Messungen an Metallfolien ergaben die schon von Gerthsen[2]) beobachtete Unabhängigkeit des Gleichgewichtszustandes $w = \frac{n_+}{n_5}$ vom Atomgewicht des durchstrahlten Stoffes. Da eine Reinigung der Metallfolien durch Ausheizung im Hochvakuum nicht vorgenommen werden konnte, glauben wir die Ursache für das gleichartige Verhalten der Metallfolien gegenüber den H-Kanalstrahlen darin suchen zu dürfen, daß Gasbelegungen irgendwelcher Art spezifische Unterschiede bei den Umladungen der H-Kanalstrahlen in den verschiedenen Metallfolien wie Aluminium, Beryllium und Chrom nicht hervortreten ließen. Aus diesem Grunde konnte man sich hier bei den Untersuchungen der Spannungs- und Dickenabhängigkeit der Umladungen auf eine Materialart, nämlich Zelluloid beschränken, da aus ihm Folien in großer Homogenität hergestellt werden konnten.

Die Dicke der Zelluloidhäutchen wurde aus den Interferenzfarben bestimmt (Kohlrausch, Prakt. Phys. 8. Aufl.). Aus der optisch gemessenen Dicke erhält man die wahre durch Division mit dem Brechungsexponenten des Zelluloids, der zu 1,5 bekannt war.

Die Ausführungen der Messungen geschah in derselben Weise wie bei den Untersuchungen der Umladungen in Gasen. Da aber andererseits die Meßsicherheit der Umladungen, die wir bei den Gasen hatten, hier nicht zu erzielen war, wurde eine größere Anzahl von Folien, etwa 15, durchgemessen und dadurch die Resultate doch noch auf ± 3 Proz. gesichert.

1) J. Königsberger u. J. Kutschewsky, A. Rüttenauer, a. a. O.
2) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 85. S. 905. 1928.

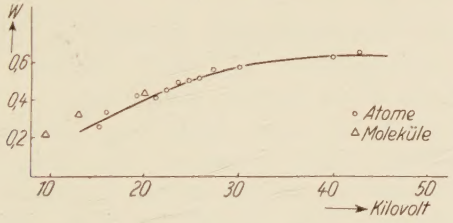
Die Ergebnisse sind für zwei Foliendicken von 13,3 $\mu\mu$ und 67 $\mu\mu$ in den Figg. 22 und 23 niedergelegt, wo als Abszisse die Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen, als Ordinate der Umladungsquotient $w = \frac{n_+}{n_0}$ aufgetragen ist.



Geschwindigkeitsabhängigkeit des Gleichgewichtszustandes $w = n_+/n_0$ bei einer Zelluloidfolie von 67 $\mu\mu$ Dicke.

Fig. 22

Beide Kurven zeigen einen gleichartigen Verlauf, ebenso andere Kurven, die an zwischen 13,3 $\mu\mu$ und 67 $\mu\mu$ liegenden Foliendicken gewonnen wurden. Die dünne Folie von 13,3 $\mu\mu$ war also bereits dick genug, um das Umladungsgleichgewicht in Kanalstrahlbündel herzustellen. Dies ist zu erwarten, da eine solche Folie bereits etwa 100 Atomschichten enthält.



Geschwindigkeitsabhängigkeit des Gleichgewichtszustandes $w = n_+/n_0$ bei einer Zelluloidfolie von 13,3 $\mu\mu$ Dicke

Fig. 23

Wie bei den Gasen beobachten wir auch hier eine Zunahme von n_+/n_0 mit wachsender Geschwindigkeit der Kanalstrahlen; bei Spannungen über 40 kV wird der Wert von n_+/n_0 praktisch konstant.

Auch der Durchgang von Molekülkanalstrahlen durch Zelluloid konnte beobachtet werden. Es zeigte sich, daß, wie zu erwarten war, der Umladungsquotient n_+/n_0 bei diesen Teilchen den Atomen halber Energie annähernd entspricht.

Zusammenfassung

Unter Anwendung einer hochempfindlichen Ionisationskammer wurden die Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen in Gasen und festen Stoffen untersucht.

Für die Durchführung von einwandfreien Messungen der freien Weglängen von Kanalstrahlen ist von der Apparatur zu fordern, daß die mit ihr gewonnenen freien Weglängen dem Druck umgekehrt proportional sind. Diese Forderung war bis zu Drucken von 10^{-4} mm Hg herab erfüllt.

Die beobachteten freien Wege sind aus den Kurven der Figg. 15—20 zu entnehmen und ohne Anbringung von Korrekturen gültig.

Die Umladungshäufigkeit war in Stickstoff größer als in Sauerstoff, in Sauerstoff größer als in Wasserstoff. Die Umladungshäufigkeit in Luft ergibt sich aus den Werten in Stickstoff und Sauerstoff.

In Gasen und festen Stoffen war der Verlauf der Kurve, die im Gleichgewichtszustand $w = \frac{n_+}{n_0}$ als Funktion der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen darstellt, derselbe. Der Umladungsquotient n_+/n_0 erwies sich in festen Stoffen für Dicken über 13,3 $\mu\mu$ als konstant.

Vorliegende Untersuchungen wurden im Physikalischen Institut der Universitäten Kiel und Tübingen vom W.-S. 1928/29 bis Ende W.-S. 1929/30 ausgeführt.

Ich freue mich, an dieser Stelle dem Direktor des Physikalischen Instituts, Hrn. Professor Dr. Geiger, für sein förderndes Interesse an meiner Arbeit herzlichst danken zu können. Besonderen Dank schulde ich Hrn. Privatdozenten Dr. Gerthsen, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und mir zu ihrer Ausführung seine wertvolle Unterstützung stets gern zuteil werden ließ.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden im wesentlichen mit Apparaten ausgeführt, die Hrn. Prof. Dr. Geiger von dem Elektrophysikausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt worden waren.

Lebenslauf

Ich, Heinrich August Bartels, wurde am 15. Januar 1908 in Wilhelmshaven geboren, als Sohn des Holzhändlers Georg Bartels und seiner Ehefrau Else geb. Luks.

Nach 3jährigem Besuch der Vorschule trat ich Ostern 1917 in die Sexta des Reformrealgymnasiums zu Rüstringen i. O. ein. Ich verließ die Schule nach bestandenem Abiturientenexamen Ostern 1926.

Von nun an widmete ich mich dem Studium der Physik, Chemie, Mineralogie und Mathematik. Ich studierte an den Universitäten Bonn, Kiel und Tübingen.